

Frequenzmodulation und optischer Überlagerungsempfang von Laserstrahlen

Klemas, Vytautas

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 17, 1965,
S.207-231



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Frequenzmodulation und optischer Überlagerungsempfang von Laserstrahlen

Von Vytautas Klemas

Vorgelegt von H.-G. Unger

(Eingegangen am 29. 7. 1965)

Übersicht: Die Frequenz eines Laserstrahles wird moduliert, indem man ihn durch zwei $\lambda/4$ -Platten und eine Kerrzelle gehen läßt, in der ein elektrisches Drehfeld erzeugt wird. Der modulierte Strahl wird zum Empfang mit einem unmodulierten Strahl aus demselben Laser optisch überlagert.

Summary- Frequency modulation of a laser beam is achieved by means of a rotating electric field in a special Kerr cell which is located between two $\lambda/4$ -plates. The signal is detected by optically heterodyning the modulated beam with an unmodulated beam from the same laser.

1. Einleitung

Zu Beginn dieser Arbeit gab es an technisch brauchbaren Verfahren zur Modulation von Laserstrahlung nur Amplitudenmodulation mit elektro-optischen oder mechanischen Mitteln. Ein solches Verfahren wurde deshalb auch benutzt, als kurze Laserimpulse erzeugt werden mußten, um einen 50 m langen optischen Resonator als Nachbildung einer periodischen Linsenleitung zu untersuchen.

Um Überlagerungsempfang für dieses Experiment zu ermöglichen, sollte aber auch optische Frequenzastung untersucht werden. Die Frequenz eines Laserstrahls wird dabei während der Dauer kurzer Impulse auf eine neue Frequenz verschoben. Am Empfangsort überlagert man diesen Strahl mit einem zweiten, unmodulierten Laserstrahl und gewinnt so die Impulse bei einer Zwischenfrequenz zurück, die der Frequenzverschiebung entspricht.

Die Frequenz eines zirkular polarisierten Lichtstrahles, der auf eine rotierende $\lambda/2$ -Platte fällt, wird um die doppelte Rotationsfrequenz verschoben [2]. Um Impulse von Bruchteilen von Mikrosekunden zu verarbeiten, ist jedoch eine hohe Rotationsfrequenz notwendig. Deshalb wurde an Stelle von mechanischer Rotation ein elektrisches Drehfeld von 7 kV in einer besonders dafür gebauten Kerrzelle mit vier Elektroden verwendet.

In einem kubischen, elektro-optischen Kristall, wie beispielsweise ZnS oder CuCl, hat ein elektrisches Drehfeld dieselbe Wirkung, allerdings mit dem Unterschied, daß hier die Frequenz des Lichtstrahles nur um die Rotationsfrequenz selbst versetzt wird. Da aber keine sauberen, spannungsfreien Kristalle zu erhalten waren, wurde der Modulator mit einer Kerrzelle aufgebaut.

Der in seiner Frequenz nicht versetzte Dauerlichtanteil des Strahles mußte vom 50-m-Resonator ferngehalten werden, weil er darin in Resonanz geraten wäre und am Empfangsort zu zusätzlicher, unerwünschter Überlagerung

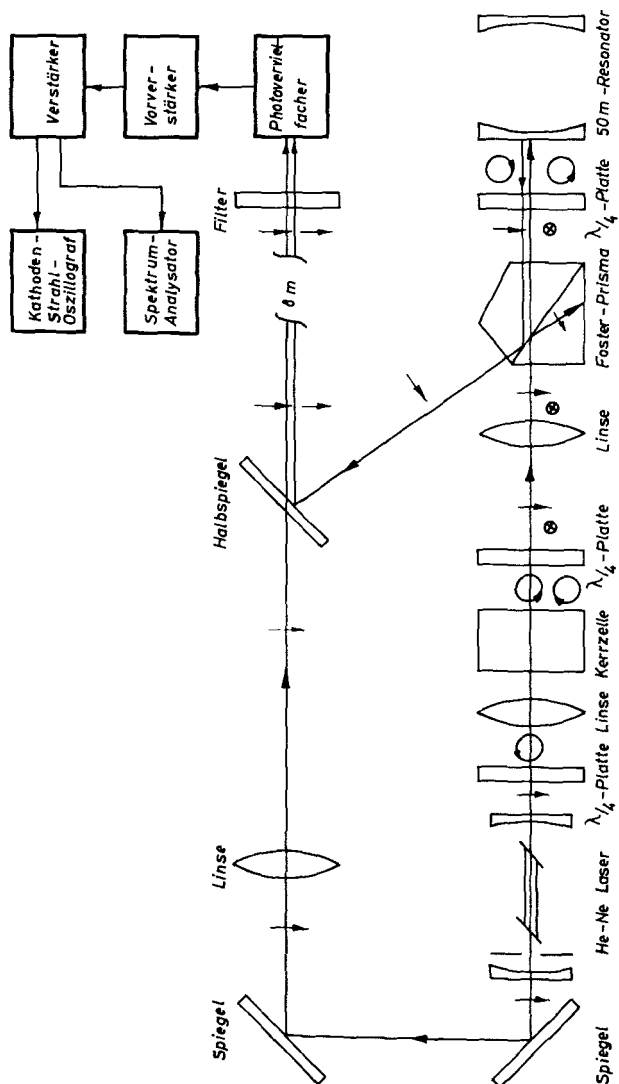


Abb. 1. Gesamtdarstellung des Systems zur Frequenzversetzung und zum Überlagerungsempfang von Laserstrahlen

geführt hätte. Aus einer $\lambda/4$ -Platte und einem Foster-Prisma wurde ein System aufgebaut, das für die in der Frequenz versetzten Lichtimpulse zwar durchlässig war, das Dauerlicht auf Grund seiner anderen Polarisationsrichtung aber vom Resonator fernhielt.

Abb. 1 zeigt eine Übersicht des Aufbaues, mit dem die Lichtfrequenz eines Laserstrahles im Impulsbetrieb um 60 MHz verschoben wurde. Nach optischer Überlagerung mit einem unmodulierten Strahl hatten die Impulse eine

Trägerfrequenz von 60 MHz und konnten auf einem Elektronenstrahl-Oszillographen beobachtet werden. Die Impulsdauer war $2\text{ }\mu\text{sec}$ bei einer Pulsfolgefrequenz von 50 Hz.

2. Modulationsverfahren

Nach einem Verfahren von Fox [2] ist es möglich, mit Elementen, die einen Gangunterschied von $\lambda/4$ oder $\lambda/2$ haben, die Phase einer Mikrowelle beliebig zu verschieben. Mit derselben Methode kann man die Phase einer kohärenten Lichtwelle verschieben, wenn man wie in Abb. 2 zwei $\lambda/4$ -Platten und eine

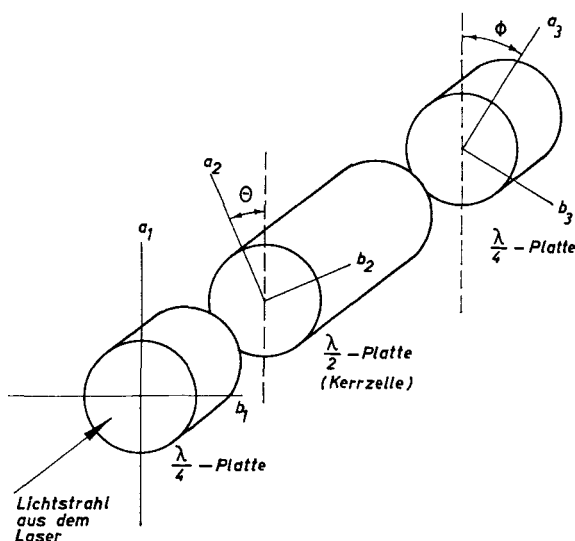


Abb. 2
Phasenschieber

$\lambda/2$ -Platte benutzt. Wenn die Eingangswelle $E \sin \omega t$ in Richtung der Winkelhalbierenden zwischen a_1 und b_1 linear polarisiert ist, dann erhält man hinter der letzten $\lambda/4$ -Platte eine Welle $E \sin(\omega t + 2\Theta + \Phi)$ von gleicher Amplitude wie am Eingang zum Phasenschieber, die in Richtung der Winkelhalbierenden zwischen a_3 und b_3 linear polarisiert ist. Die Phase der Ausgangswelle kann man dann beliebig verschieben durch Einstellung des Drehwinkels Θ der $\lambda/2$ -Platte oder des Drehwinkels Φ der zweiten $\lambda/4$ -Platte.

Wenn die $\lambda/2$ -Platte in Abb. 2 mit einer konstanten Drehgeschwindigkeit $\frac{d\Theta}{dt} = \omega_r$ rotiert, dann hat die Lichtwelle am Ausgang die Form

$$E_3 = E \sin(\omega + 2\omega_r)t + \Phi. \quad (1)$$

Die Frequenz der Welle ist also von ω auf $\omega + 2\omega_r$ versetzt worden, wobei das Vorzeichen von $2\omega_r$ den Drehsinn berücksichtigt.

Als $\lambda/2$ -Platte wurde eine besondere Kerrzelle mit zwei senkrecht zueinander

stehenden Elektrodenpaaren gewählt, an die zwei Sinus-Spannungen mit einem Phasenunterschied von 90° zur Erzeugung eines Drehfeldes angelegt wurden:

$$\cos \omega_r t + j \sin \omega_r t = e^{j \omega_r t}.$$

In einer Kerrzelle ist der optische Wegunterschied zwischen der schnellen und der langsamen Polarisationsrichtung proportional der Weglänge l , der Wellenlänge λ und dem Quadrat des elektrischen Feldes E [3]:

$$\Delta l_0 = K l \lambda E^2. \quad (2)$$

Der Proportionalitätsfaktor K ist die sogenannte Kerrkonstante. Der Gangunterschied Γ ist dann

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l_0 = 2\pi K l E^2 = 2\pi K l \frac{U^2}{d^2}, \quad (3)$$

mit der Spannung U und dem Abstand d der Elektroden. Für einen Gangunterschied $\Gamma = \pi$ braucht man bei einer gewöhnlichen Kerrzelle eine Spannung $U = \frac{d}{\sqrt{2 K l}}$. Näheres über den Kerreffekt und seine Anwendungen zur Kurzzeitphotographie und Amplitudenmodulation ist in [4], [5] und [6] angegeben.

Dreht man an Stelle der $\lambda/2$ -Platte in Abb. 2 die zweite $\lambda/4$ -Platte, so würde man auch eine Frequenzversetzung $d\Phi/dt = \omega_r$ erreichen. Man würde sogar weniger Spannung brauchen, um mit der Kerrzelle einen Gangunterschied $\Gamma = \pi/2$ anstatt $\Gamma = \pi$ zu erhalten. Dreht man jedoch die zweite $\lambda/4$ -Platte, so bleibt die Welle am Ausgang nicht in einer festen Richtung linear polarisiert. Dieses Verfahren ist für einen optischen Überlagerungsempfang ungeeignet, weil dabei zwei in einer festen Richtung polarisierten Strahlen überlagert werden müssen.

Systeme mit Frequenzumtastung (FS) haben mehrere Vorteile gegenüber amplitudenmodulierenden (AM) Systemen. Der wichtigste Vorteil des FS-Systems liegt in der Möglichkeit des optischen Überlagerungsempfanges, wobei das Signal nur das Quantenrauschen $h f B$ zu überwinden braucht, mit

$$\begin{aligned} h &= \text{Plancksche Konstante} \\ f &= \text{Lichtfrequenz} \\ B &= \text{Empfangsbandbreite.} \end{aligned}$$

Hingegen muß das Signal bei Empfang von AM außer dem Quantenrauschen auch noch das Rauschen des Detektors, des Vorverstärkers und des Störlichtes überwinden. Deshalb wird auch bei AM ein empfindlicherer Photovervielfacher mit sehr kleinem Dunkelstrom benötigt. Photodioden, die für Modulationsfrequenzen bis in den Mikrowellenbereich verwendbar sind, können mit AM überhaupt nicht benutzt werden, da sie einen zu hohen Rauschpegel haben. Das Schrotrauschen des Störlichtes macht sich beim Lichtüberlagerungsempfang nur dann nicht bemerkbar, wenn die Intensität des Oszillatorstrahls groß ist gegenüber der des Störlichtes.

Ein weniger bedeutender Vorteil des FS-Systems ist, daß die Impulse außerhalb des $\frac{1}{f}$ -Rauschens in Halbleitern liegen, da sie im Empfänger mit einem Hilfstträger $\omega_m = 2 \omega_r$ übertragen werden. Das $\frac{1}{f}$ -Rauschen hat eine Spektralverteilung $N(f) = \frac{k}{f^n}$, wobei der Wert von n zwischen 0,8 und 1,5 liegt. In Halbleitern kann dieses Rauschen bei niedrigen Frequenzen stärker als das Schrotrauschen werden. Nach [7] ist aber das $\frac{1}{f}$ -Rauschen bei Frequenzen über 10 kHz vernachlässigbar gegen das Schrotrauschen.

Wenn die $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Platten Gangunterschiede haben, die nicht genau $\pi/2$ bzw. π sind, dann wird nur ein Teil des Lichtstrahles auf die neue Frequenz $\omega + \omega_m$ versetzt, d. h. der Strahl wird noch immer etwas Lichtenergie mit der Trägerfrequenz ω und dem anderen Seitenband $\omega - \omega_m$ enthalten [8]. Bezeichnet man den Gangunterschied der ersten $\lambda/4$ -Platte mit $\pi/2 + 2\gamma_1$, den der $\lambda/2$ -Platte mit $\pi + 2\gamma_2$ und den der zweiten $\lambda/4$ -Platte mit $\pi/2 + 2\gamma_3$, so kann die Einwirkung dieser Fehler wie in [9] mit Hilfe von Abb. 2 abgeleitet werden. Mit einer elektrischen Feldkomponente $E_1 = E \sin \omega t$ am Eingang ergibt sich am Ausgang

$$\begin{aligned} E_2 = & E [\sin \gamma_2 (\sin \gamma_1 \cos \gamma_3 + \cos \gamma_1 \sin \gamma_3)] \sin \omega t \\ & + E [\sin \gamma_1 \sin \gamma_3 \cos \gamma_2] \sin (\omega - 2 \omega_r) t \\ & - E [\cos \gamma_1 \cos \gamma_3 \cos \gamma_2] \sin (\omega + 2 \omega_r) t. \end{aligned} \quad (4)$$

Wenn γ_1 , γ_2 und γ_3 sehr klein sind, dann gilt:

$$E_2 = E [\gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_3) \sin \omega t + \gamma_1 \gamma_3 \sin (\omega - 2 \omega_r) t - \sin (\omega + 2 \omega_r) t]. \quad (5)$$

Nimmt man eine Drehrichtung des Modulationsfeldes in der Kerrzelle an, die den Hauptanteil der Lichtenergie in das obere Seitenband versetzt, dann kann man aus den letzten beiden Gleichungen folgendes schließen:

- Die Feldstärke des unteren Seitenbandes ist fast proportional jedem der Gangunterschiedsfehler der $\lambda/4$ -Platten $2\gamma_1$ und $2\gamma_3$ und ist unabhängig vom Gangunterschiedsfehler $2\gamma_2$ der $\lambda/2$ -Platte.
- Die Trägerfeldstärke ist fast proportional dem Wert von $(\gamma_1 + \gamma_3) \gamma_2$.
- Für kleine Werte von γ_1 und γ_3 aber große Werte von γ_2 ist die Feldstärke des gewünschten oberen Seitenbandes proportional $\cos \gamma_2$.

Die Resultate sind auch von praktischer Bedeutung. Normalerweise kann man die Gangunterschiedsfehler der $\lambda/4$ -Platten γ_1 und γ_3 so klein halten, daß ihr Einfluß vernachlässigt werden darf. Es ist aber nicht leicht, ein rotierendes Feld in einer Kerrzelle von solcher Größe zu erzeugen, daß der Gangunterschied genau π ist. Deshalb ist es vorteilhaft, daß die Feldstärke des gewünschten

Seitenbandes proportional $\cos \gamma_2$ ist und darum von kleinen Werten von γ_2 wenig beeinflußt wird.

Wegen der nichtlinearen Kennlinie des Modulators und wegen des quadratischen Kerreffektes werden die Impulse etwas verformt [9]. Die Impulsverformung ist aber hier nicht nachteilig, da der modulierte Impuls kürzere Anstiegs- und Abfallzeiten hat als der modulierende Impuls.

Der Phasenfehler zwischen den zwei Modulationsspannungen ergibt eine unerwünschte Amplitudenmodulation des frequenzversetzten Ausgangssignals. Um diese Modulation unter 1 % zu halten, darf die Phasendifferenz um nicht mehr als $5,17^\circ$ von 90° abweichen [9].

Die Resonanzfrequenz des 50-m-Resonators ist nicht konstant, da die Spiegel aus mechanischen und thermischen Gründen nicht absolut fest stehen. Auch unterscheiden sich die Frequenzen der axialen Schwingungsformen nur um 3 MHz, und da die Laserfrequenz nicht stabilisiert ist, läuft sie beliebig durch die Resonanzmaxima und -minima. Zwischen Modulationsimpulsen ginge normalerweise ein Dauerlichtstrahl der Trägerfrequenz ω in den Resonator. Dieser würde im Resonator in Resonanz geraten und mit einer sich schnell verändernden Intensität zum Empfänger reflektiert werden. Dort würde der Dauerlichtanteil des Signalstrahles mit dem Oszillatorstrahl interferieren. Der Empfang wäre genauso gestört wie im Falle schwankender Intensität des Oszillatorstrahles. Diese Störmodulation ist in [9] berechnet worden. Wenn beispielsweise die Spiegel des Resonators eine Reflexion von 98,5 %, eine Transmission von 0,2 % und eine Absorption von 1,3 % haben, dann ist der Modulationsgrad $m = 25,1 \%$. Ein so hoher Grad von Intensitätsmodulation würde den optischen Überlagerungsempfang stören, deshalb wurde ein Verfahren zur Unterdrückung des Dauerlichtanteiles im Signalstrahl entwickelt [9]. Da das obere Seitenband und der Träger in entgegengesetzten Richtungen zirkular polarisiert sind, ist es möglich, diese mit Hilfe eines Foster-Prismas

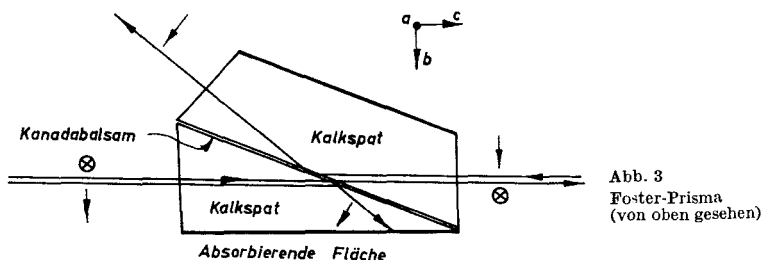


Abb. 3
Foster-Prisma
(von oben gesehen)

(Abb. 3) und einer $\lambda/4$ -Platte räumlich zu trennen. Der Dauerlichtanteil, der hauptsächlich nur aus dem Träger besteht, wird dann unterdrückt, und nur FS-modulierte Impulse erreichen den 50-m-Resonator.

3. Optischer Überlagerungsempfang

Der He-Ne-Gaslaser erfüllt die Anforderungen des optischen Überlagerungsempfanges an die zeitliche Kohärenz. Diese wird in Ausbreitungsrichtung

gemessen. Da die Geschwindigkeit der Phasenänderung einer Welle von der Bandbreite B der Quelle abhängt [10], kann man eine Kohärenzzeit $t_k = \frac{1}{B}$

oder eine Kohärenzlänge $d_k = \frac{c}{B} = \frac{f}{B} \lambda = Q \lambda$ definieren mit

λ = Wellenlänge

Q = Güte der Lichtquelle.

Die Breite einer Resonanzlinie im He-Ne-Gaslaser ist ungefähr $B = 10$ kHz und $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$. Wenn der Laser so stabilisiert ist, daß sich die Resonanzlinien der axialen Schwingungen nicht schnell bewegen, dann ist $t_k = 100 \mu\text{sec}$ und $d_k = 30$ km. Zum Vergleich hat eine Quecksilber-Entladung (Isotop-198-Linie) $B = 10^7$ Hz und $t_k = 0,1 \mu\text{sec}$ oder $d_k = 30$ m. Im Vergleich mit inkohärenten Lichtquellen bietet der Laser also sehr große Kohärenzzeiten und -längen.

Die räumliche Kohärenz wird ebenfalls in [10] definiert. Der Strahlquerschnitt eines He-Ne-Gaslaser, der in der Grundwelle TEM_{00} schwingt, ist eine einzige Kohärenzfläche. Bei einer Methode zur Anregung nur der transversalen Grundschwingung des Lasers wird eine Blende in den Laserresonator gesetzt, mit der man die höheren transversalen Schwingungsformen hohen Beugungsverlusten aussetzt und so unterdrückt. Man verändert die Blendenöffnung, bis die Strahlungsdichte über dem Strahlquerschnitt zentralsymmetrisch ist und vom Zentrum nach außen monoton abnimmt. Dabei urteilt man einfach danach, wie eine von dem Strahl beleuchtete Fläche dem Auge erscheint. Eine reinere Grundschwingungsform kann allerdings erreicht werden, wenn man während des Justierens der Blendenöffnung auf einem Spektrum-Analysator die Amplituden der überlagerten Differenzfrequenzen der Schwingungen beobachtet, und die Blende auf ein Maximum der axialen und ein Minimum der transversalen Schwingungsdifferenzfrequenzen einstellt.

Damit der ganze Strahlquerschnitt zur Kohärenzfläche wird, müssen die Endflächen der optischen Geräte bis auf ungefähr $\lambda/10$ plan sein. Allerdings gilt diese Bedingung nur auf dem Teil der Endfläche, den der Strahl auch wirklich füllt. Auch alle Stoffe, durch die der Strahl geht, dürfen die Phasenfront nicht verzerren. Es dürfen keine Fehlstellen in Kristallen, keine Luftblasen im Glas und keine Schlieren im Nitrobenzol vorkommen.

Der Signalstrahl und der Oszillatorstrahl müssen so überlagert werden, daß die Strahlen auf der Katode des Photovervielfachers genau aufeinanderliegende Flecke gleicher Größe erzeugen. In [9] mußte die Entfernung zwischen den Strahlzentren kleiner als 0,4 mm sein, um den Signalabfall unter 10 % zu halten. Auch sollen die Strahlen so parallel zueinander sein, daß die Phasenfronten um nicht mehr als $\lambda/10$ voneinander abweichen. Dies entsprach einem Winkel von $12,9''$. Abb. 1 zeigt, daß drei Linsen, zwei Spiegel und ein Halbspiegel benutzt wurden, um erst den Signalstrahl zu einem sehr kleinen Durchmesser in der Kerrzelle zu bündeln und danach die Phasenfronten der beiden Strahlen einander anzupassen und zu überlagern. Die Berechnung der Linsen und ihrer Abstände wurde mit den Formeln in [12] durchgeführt. Bei vorgegebener Qualität der Fenster-, Spiegel- und Linsenflächen werden die

Phasenfronten um so weniger verzerrt, je schmaler der Strahl entlang der gesamten Strecke zum Empfänger bleibt und je weniger optischen Bauteilen er begegnet. In diesem System wurde der Strahldurchmesser mit einem Minimum von Linsen unter 3,6 mm gehalten, und alle den Strahlen ausgesetzten optischen Flächen waren plan mit einer Mindestgenauigkeit von $\lambda/5$.

Für direkten Lichtempfang ist das Signal-Rausch-Verhältnis am Ausgang der Photokatode [9]

$$\frac{S}{R} = \frac{\bar{i}_s^2}{2q\bar{i}B} = \frac{\bar{i}_s^2}{2qB(\bar{i}_s + \bar{i}_b + \bar{i}_d)}, \quad (6)$$

wobei $2q\bar{i}B$ = Schrotrauschleistung

\bar{i}_s = Mittelwert des Signalstromes

\bar{i}_b = Mittelwert des Störlichtstromes

\bar{i}_d = Mittelwert des Dunkelstromes.

Für Lichtüberlagerungsempfang nehme man einen Empfangsoszillatorstrahl mit einer elektrischen Feldkomponente $e_0 = E_0 \cos \omega t$ und einen Signalstrahl mit einer Komponente $e_s = E_s \cos \omega_s t$ an. Wenn beide Strahlen auf einem Detektor mit quadratischer Kennlinie so überlagert werden, daß ihre Phasenfronten gleich und parallel zueinander sind, dann wird der Photokatenstrom proportional zu e^2 sein, wobei gilt

$$e^2 = [E_0 \cos \omega t + E_s \cos \omega_s t]^2 = E_0^2 \cos^2 \omega t + E_s^2 \cos^2 \omega_s t +$$

$$2 E_0 E_s \cos \omega t \cos \omega_s t = \frac{1}{2} [E_0^2 + E_s^2] + E_0 E_s \cos (\omega - \omega_s) t +$$

$$+ E_0 E_s \cos (\omega + \omega_s) t + \frac{1}{2} E_0^2 \cos 2 \omega t + \frac{1}{2} E_s^2 \cos 2 \omega_s t. \quad (7)$$

Da die höheren Frequenzen nicht empfangen werden, ist

$$e^2 \cong \frac{1}{2} [E_0^2 + E_s^2] + E_0 E_s \cos (\omega - \omega_s) t. \quad (8)$$

Die augenblickliche Lichtleistung P und ihr Mittelwert \bar{P} sind dann

$$P = k_1 e^2 \quad \bar{P} = \frac{1}{2} k_1 E^2$$

$$P = P_0 + P_s + 2 \sqrt{P_0 P_s} \cos (\omega - \omega_s) t. \quad (9)$$

Der Photoelektronenstrom besteht deshalb aus einer Gleichstromkomponente

$$I = \frac{\eta q}{h f} (P_0 + P_s) = \frac{\eta q}{h f} P_0, \quad \text{da } P_0 \gg P_s, \quad (10)$$

mit P_0 = Lichtleistung des Empfangsoszillators

P_s = Signallichtleistung

η = Quantenausbeute

h = Plancksche Konstante

f = Lichtfrequenz

B = Bandbreite

und einer Komponente der Differenzfrequenz $(\omega - \omega_s)$ mit dem mittleren Quadrat

$$\bar{i}_s^2 = 2 \left[\frac{\eta q}{h f} \right]^2 P_s P_0. \quad (11)$$

Aus der Gleichstromkomponente kann man das mittlere Quadrat des Schrotstromes berechnen:

$$\bar{i}_n^2 = 2 q I B = 2 \left(\frac{\eta}{h f} \right) q^2 P_0 B. \quad (12)$$

Das Signal-Rausch-Verhältnis bei der Differenzfrequenz $(\omega - \omega_s)$ ist dann

$$\frac{S}{R} = \frac{\bar{i}_s^2}{\bar{i}_n^2} = \frac{2 \left[\frac{\eta q}{h f} \right]^2 P_s P_0}{2 \left[\frac{\eta}{h f} \right] q^2 P_0 B} = \frac{P_s \eta}{h f B}. \quad (13)$$

In Gleichung (12) wurde angenommen, daß der Empfangsoszillatorstrom groß ist gegenüber der Summe von Störlichtstrom und Dunkelstrom des Detektors, d. h. $\bar{i}_s \gg (\bar{i}_b + \bar{i}_d)$. In praktischen Empfängern ist dies normalerweise der Fall.

Wegen der Dopplerverbreiterung ist die Emissionslinie der He-Ne-Mischung etwa 1,4 GHz breit [11]. Bei einem Spielabstand b von 30 cm erhält man eine Frequenzdifferenz zwischen axialen Schwingungen benachbarter Ordnung im Laser von $\Delta f = c/2b = 500$ MHz. Es werden also zwei bis drei Eigenschwingungen vorhanden sein. Man kann die Anzahl der axialen Eigenschwingungen verkleinern, indem man den Laser kürzer macht. Da aber die Verstärkung von der Länge der Gasentladung abhängt, wird die Ausgangsleistung der kurzen Laser zu klein, um den 50-m-Resonator zu betreiben. Deshalb muß man mit mehr als einer Trägerfrequenz rechnen. Der Einfluß mehrerer Trägerfrequenzen auf den Überlagerungsempfang ist in [9] untersucht worden. Beispielsweise würden bei drei Trägerfrequenzen, die sich um $\Delta f = 500$ MHz unterscheiden, und mit $\omega_m = 2\omega_r = 60$ MHz am Detektor die folgenden Frequenzen entstehen: $0, 60, 500 \pm 60, 1000, 1000 \pm 60$ MHz. Der Empfänger hat aber nur bei 60 MHz einen Bandpaß. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist unabhängig von der Anzahl der Träger.

4. Entwurf des Sendesystems

Der Sender besteht aus drei Hauptteilen: Laser, Impulsgenerator und Modulator (Kerrzelle).

Der He-Ne-Gaslaser ist von Mitarbeitern des Institutes für Höchstfrequenztechnik entworfen und gebaut worden [13]. Er besteht hauptsächlich aus zwei sphärischen Spiegeln, zwischen denen ein Gasentladungsrohr mit der He-Ne-Mischung liegt. Das Entladungsrohr ist mit Scheiben abgeschlossen, die unter dem Brewsterwinkel zur Rohrachse stehen. Der Abstand zwischen den Spiegeln ist 30 cm, wovon das Entladungsrohr 20 cm und eine Blende mit Halterungen

die restlichen 10 cm einnehmen. Die Spiegel haben einen Krümmungsradius von 20 cm, eine Reflexion von 99,35 % und eine Transmission von 0,044 %. Obwohl dieser Aufbau des Resonators nicht ganz konfokal ist, liegt er in einem stabilen Arbeitsbereich [12].

Der Impulsgenerator soll trägerfrequente Impulse von 7 kV (Spitze zu Spitze) mit einer Bandmittenfrequenz von 30 MHz bei einer Belastung von 30 pF abgeben. Die Impulse sollen eine Impulsdauer von 2,0 μsec , eine Anstiegs- und Abfallzeit von nicht größer als 0,3 μsec und eine von 50 Hz bis 1000 Hz einstellbare Impulsfolgefrequenz haben. Der Impulsgenerator soll für jedes der beiden Elektrodenpaare der Kerrzelle einen Ausgang haben, deren Phasen sich um 90° voneinander unterscheiden. Die endgültige Schaltung in Abb. 4

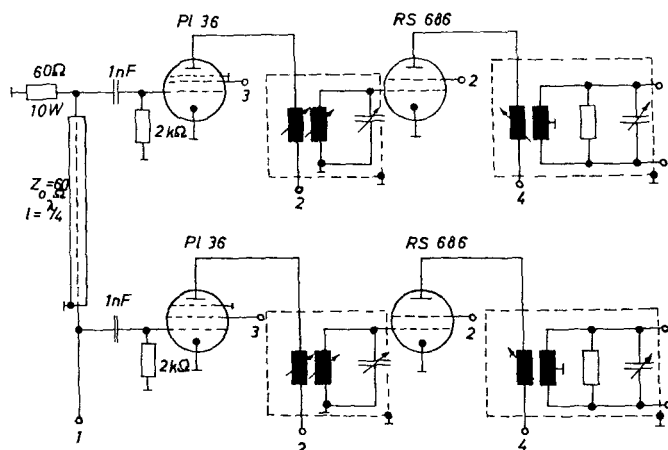


Abb. 4. Schaltbild des Impulsgenerators

1. 30 MHz	20 V	3. Impuls	250 V
2. Impuls	800 V	4. Impuls	7 kV

besteht aus zwei parallelen Impulsmodulatoren, die über ein ausgangsseitiges Bandfilter die geforderten Impulse abgeben. Die beiden Impulsmodulator- bzw. Endstufen werden von zwei Treiberstufen gesteuert, die ihrerseits mit zwei um 90° phasenverschobenen Spannungen gesteuert werden, welche von einer mit dem Wellenwiderstand abgeschlossenen $\lambda/4$ -Leitung abgegriffen werden. Da keine genügend hochohmige 90°-Schaltung verfügbar ist, wird die Phasendifferenz eingangsseitig erzeugt, wo der kleine Widerstand vertretbar ist. Der Entwurf, Aufbau und die Meßresultate des Impulsgenerators sind in [14] gegeben.

Die Kerrzelle wurde aus Teflon gebaut. Teflon löst sich nicht in Nitrobenzol und kann mit geringen Toleranzen bearbeitet werden. Wie man aus Abb. 5 sieht, sind die Stiele der Elektroden so genau in die Löcher im Teflon eingepaßt, daß sich ein dichter Verschluß ergibt und kein Nitrobenzol auslaufen kann. Die Glasscheiben wurden mit Ringen und Schrauben gegen einen scharfkantigen Teflon-Kammring gedrückt, um einen dichten Verschluß zu erreichen.

Aus Sicherheitsgründen wurden ferner alle Öffnungen noch von außen gegen das Entweichen giftiger Gase mit organischem Klebstoff versiegelt. Von den vielen Veröffentlichungen, die zum Bau der Kerrzelle herangezogen wurden, waren [4], [5] und [6] am nützlichsten.

Eine optimale Dimensionierung der Elektroden der Kerrzelle ist in [9] angegeben. Vier runde Elektroden wurden gewählt. Ausgehend von einer Durchschlagsfestigkeit des Nitrobenzols von 100 kV/cm wurden die Dimensionen der Elektroden so gewählt, daß ein maximales Verhältnis von Gangunterschied Γ zu

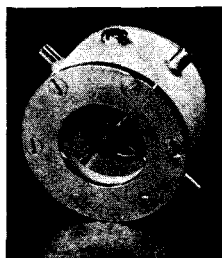
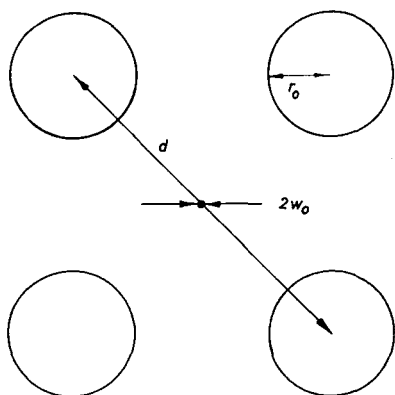


Abb. 5
Kerrzelle

Abb. 6

Form und Anordnung der Elektroden. Der Punkt im Zentrum ist der Strahl mit dem Durchmesser $2w_0$

Kapazität C pro Längeneinheit der Elektroden erhalten wurde. Die optimale Elektrodenform ist in Abb. 6 gezeigt. Die Elektroden sind 2 cm lang. Bei einer Spannung von U_0 Volt an den gegenüberliegenden Elektroden war die berechnete Feldstärke in der Mitte der Zelle $4,1 U_0$ Volt/cm. Da der Signalstrahl in der Kerrzelle zu einem Durchmesser von 0,07 mm gebündelt wird und immer im Zentrum zwischen den Elektroden liegt, hat die Feldverteilung abseits vom Zentrum keinen störenden Einfluß auf den Strahl. Der Gangunterschied der Kerrzelle ist für industriereines $\left(K = 190 \times 10^{-7} \frac{\text{cm}}{\text{stat. Volt}} \right)$ und reines

$\left(K = 364 \times 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{stat. Volt}} \right)$ Nitrobenzol in Abb. 7 aufgetragen. Die Kerrkonstante wird hier mit K bezeichnet. Die nach [15] berechnete Betriebskapazität ist $C = 12,6$ pF. Gemessen wurde $C = 13,9$ pF. Bei einem Tastverhältnis 1 : 10 000 und mit $\tan \delta = 0,009$ ist die berechnete dielektrische Verlustleistung 0,11 W. Die Leitfähigkeit des Nitrobenzols war kleiner als 10^{-8} Siemens cm^{-1} , deshalb war bei Gleichspannungsimpulsen die Verlustleistung etwa drei Größenordnungen kleiner als die dielektrischen Verluste bei 30 MHz.

5. Entwurf des Empfängers

Nach Abb. 8 besteht der Empfänger aus Photovervielfacher mit Interferenzfilter, Vorverstärker, Zwischenfrequenzverstärker und Elektronenstrahl

Oszillograph. Die empfangenen Impulse können zusätzlich mit einem Spektrum-Analysator und Voltmeter untersucht werden.

Nach Gleichung (13) ist das Signal-Rausch-Verhältnis direkt proportional zur Quantenausbeute η des Detektors. Die Photodiode Philco L 4501 hat $\eta = 50\%$.

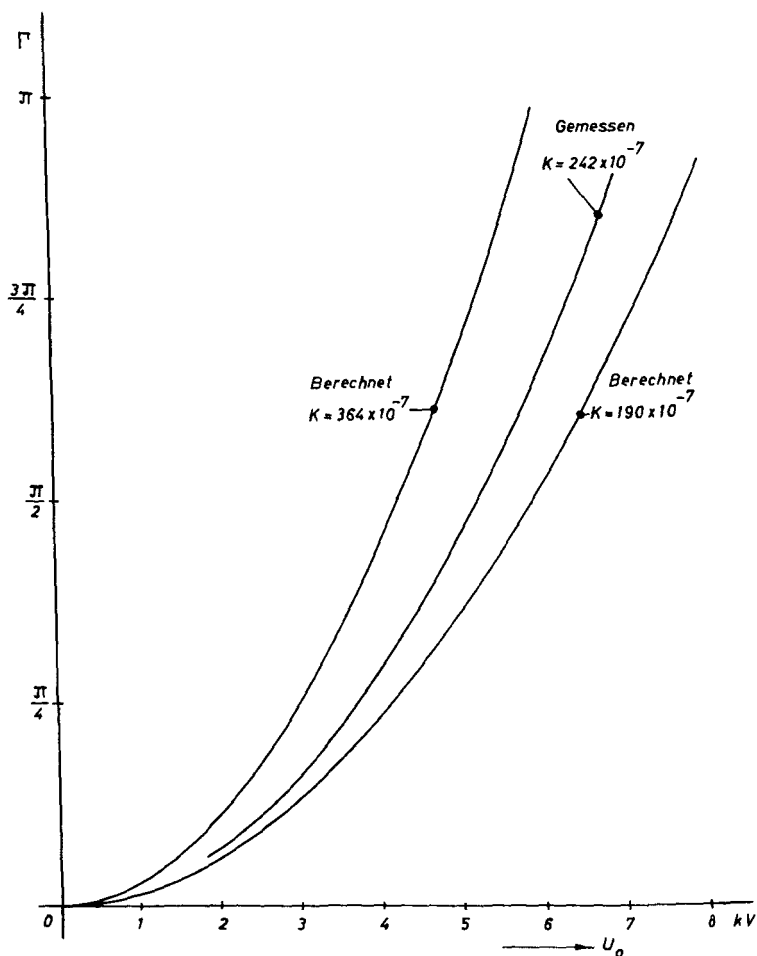


Abb. 7. Gangunterschied der Kerrzelle

Der Photovervielfacher vom Typ RCA 7265 hat $\eta = 5\%$ und der Typ RCA 6199 nur $0,49\%$ bei der Wellenlänge $\lambda = 0,63 \mu$. Wenn man Detektoren für den optischen Überlagerungsempfang untersucht, muß man zunächst feststellen, ob das Schrotrauschen des Oszillatorstromes auch wirklich größer ist als das Rauschen von Detektor, Ausgangswiderstand und erster Verstärkerstufe. Bei einem Photovervielfacher braucht der Oszillatorstrom nur größer als der

Dunkelstrom zu sein, um diese Bedingung zu erfüllen, d. h. das Schrotrauschen des Dunkelstromes soll kleiner sein als das des Oszillatorstromes. Bei einem gebräuchlichen Photovervielfacher, wie z. B. RCA 6199, wird der Dunkelstrom an der Anode immer unter $1 \mu\text{A}$ liegen. Für einen Strom von $1 \mu\text{A}$ braucht

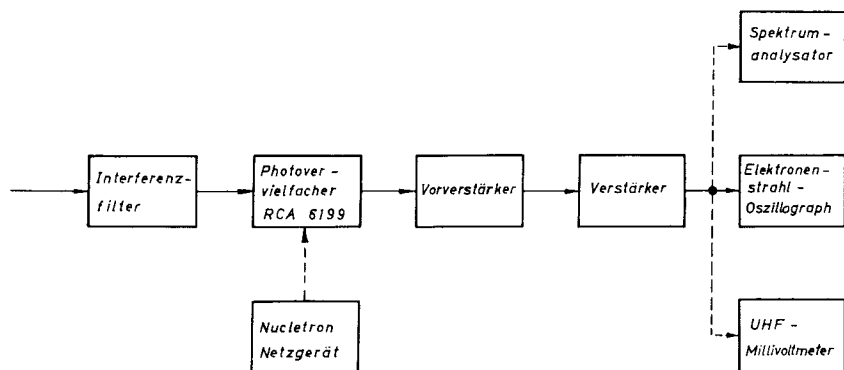


Abb. 8. Blockschaltbild des Empfängers

der Oszillatorstrahl eine Leistung von nur 10^{-9} W zu führen. Mit dem vorhandenen He-Ne-Gaslasers, der eine Ausgangsleistung von ungefähr $90 \mu\text{W}$ hat, kann man also leicht einen Oszillatorstrom erzeugen, der größer als der Dunkelstrom ist.

Andererseits muß beim Lichtüberlagerungsempfang mit einer Photodiode das Schrotrauschen des Oszillatorstromes I_0 stärker sein als das thermische Rauschen im Koppelwiderstand R und das Schrotrauschen der ersten Röhre des Vorverstärkers. Es gilt:

$$\sqrt{2 q I_0 B} > \frac{4 k T_0 B}{R}. \quad (14)$$

Die Photodiode vom Typ Philco L 4501 ist in einen BNC-Koaxialstecker eingebaut. Mit $R = 50 \Omega$ und einem Rauschfaktor des Vorverstärkers von 3 dB gilt:

$$I_0 > 2,07 \text{ mA}.$$

Um in der Photodiode einen Strom von 2 mA zu erzeugen, muß der Laserstrahl aber eine Leistung von ungefähr 10 mW führen. Die Photodiode kann deshalb weder in Zusammenhang mit einem kurzen He-Ne-Gaslasers noch mit dem kleinen Transmissionsgrad des 50-m-Resonators benutzt werden. Ein zweiter Nachteil der Photodiode entsteht durch die kleine empfindliche Fläche von $0,003 \text{ mm}^2$, auf die man beim Überlagerungsempfang zwei Strahlen genau fokussieren muß. Deshalb wurde für Messungen mit dem 50-m-Resonator der Photovervielfacher vom Typ RCA 7265 gewählt. Zur Untersuchung des

Modulations- und Empfangssystem im Labor, wo man hohe Strahlintensitäten zur Verfügung hat, wurde aber der billigere Typ RCA 6199 benutzt.

Der Rauschfaktor des Photovervielfachers wurde nach [16] zu $F_r = 1,36$ berechnet. Bei einer Betriebsspannung von 1000 V ist die Spannung pro Dynodenstufe etwa 83 V bei einer Gesamtverstärkung von 6×10^5 . Nach [17] liegt man bei diesen Spannungen weit unter dem Bereich der Stoßionisation, und der Dunkelstrom besteht hauptsächlich aus thermischen Emissionsströmen. Die Empfindlichkeit ist 1080 μA Anodenstrom pro μW Lichtleistung auf der Photokatode. Der Arbeitspunkt wurde in den linearen Bereich des Photovervielfachers bei 0,5 mA Anodenstrom gelegt. Dieser Strom entspricht einer Leistung des Oszillatorstrahles von etwa 0,46 μW . Bei einer Bandbreite von 10 MHz und einem Signalstrom I_a von 0,1 mA aus der Anode erhält man ein Signal-Rausch-Verhältnis der Anodenströme

$$\left(\frac{S}{R}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{I_a}{2 q B A F_r}\right)^{\frac{1}{2}} = 5,86, \quad (15)$$

mit A = Gesamtverstärkung des Photovervielfachers
 q = Ladung eines Elektrons.

Der Verstärker ist ein achtstufiger Zwischenfrequenzverstärker mit einer Leistungsverstärkung von 90 dB bei 60 MHz. Die Bandbreite ist ungefähr 10 MHz. Um ein möglichst großes Signal-Rausch-Verhältnis am Ausgang des Empfängers zu erhalten, wurde ein Vorverstärker mit veränderbarer Bandbreite zwischen den Photovervielfacher und den Verstärker geschaltet. Der Vorverstärker besteht hauptsächlich aus einer Pentode in Gitterbasisschaltung, einem Bandfilter und einem White-Katodenfolger, der das hochohmige Band-

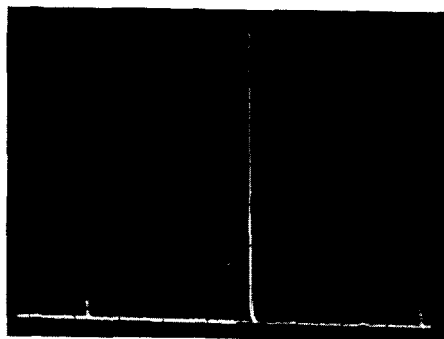


Abb. 9

Frequenzdifferenzspektrum bei Überlagerung von TEM_{000} und TEM_{010} Schwingungsformen eines Lasers

filter an den niederohmigen Verstärkereingang anpaßt. Die Bandbreite des Bandfilters kann an jede Impulsform angepaßt werden, um ein maximales Signal-Rausch-Verhältnis nach dem Matched-Filter-Verfahren zu erreichen [18]. Die Berechnungen zur Bandanpassung, der Entwurf und die experimentellen Untersuchungen des Vorverstärkers sind in [19] gegeben.

6. Experimentelle Untersuchungen

Differenzfrequenzen der Schwingungsformen

Der Strahl eines 115,5 cm langen He-Ne-Gaslasers wurde auf einen Photovervielfacher vom Typ RCA 6199 gerichtet, an dem ein Spektrumanalysator vom Typ Polarad TSA-W angeschlossen war. Solange man den Laser in der TEM_{00q}-Grundschwingungsform schwingen ließ, konnte man Differenzfrequenzen der Überlagerung der axialen Schwingungen bei 130,5 MHz und 261 MHz beobachten. Wenn man aber die erste unsymmetrische Schwingungsform TEM_{01q} einstellte, zeigten sich wie in Abb. 9 auf beiden Seiten der axialen Linien im Abstand von 34,4 MHz noch kleine Spektrallinien. Die kleinen Linien stellen Differenzfrequenzen der Überlagerung von Eigenschwingungen verschiedener transversaler und axialer Ordnungen dar. Nach [20] kann man alle Differenzfrequenzen mit Hilfe der folgenden Formel berechnen:

$$\Delta f = \frac{c}{2b} \left[\Delta n + \frac{1}{\pi} \Delta (m + n) \arccos \left(1 - \frac{b}{r} \right) \right] \quad (16)$$

$$\Delta q = 1, 2, 3, \dots; \quad \Delta (m + n) = 1, 2, 3, \dots,$$

mit q = axiale Knotenzahl

m, n = transversale Knotenzahl

c = Lichtgeschwindigkeit

b = Spiegelabstand des konfokalen Resonators (231 cm)

r = Krümmungsradius der Spiegel (200 cm).

Da an Stelle des einen Konkavspiegels ein Planspiegel im Abstand $b/2$ verwendet wurde, fordert man, daß $\Delta q = 2, 4, 6, \dots$ ist. Die berechneten Werte der Differenzfrequenzen liegen bei 129,9 MHz und 259,8 MHz bei den TEM_{00q}-Schwingungen. Für TEM_{01q}-Schwingungen berechnet man noch Linien um 35,4 MHz zu beiden Seiten der ersteren. Wenn man die Blende im Laser so justiert, daß die kleinen Nebenlinien in Abb. 9 verschwinden und die Hauptlinie eine maximale Amplitude erreicht, so kann man eine reinere Grundschwingungsform einstellen, als wenn man den Fleck des Strahles auf der Wand beurteilt.

Mit einer Photodiode vom Typ Philco L 4501 und einem breitbandigen Vorverstärker wurden sechs Differenzfrequenzen zwischen 127 MHz und 762 MHz der axialen Schwingungsformen eines 118 cm langen Lasers beobachtet. Das bedeutet, daß der Laser dabei in sieben Schwingungsformen schwang. In der Schaltung diente ein Breitbandverstärker als Trennstufe zwischen der vorgespannten Photodiode und dem Empfangsoszillator des Spektrumanalysators. Der Breitbandverstärker ist ein dreistufiger Transistorverstärker mit Leitungskopplung. Er hat zwischen 170 MHz und 640 MHz einen Gewinn von 19,5 dB, und ist in [21] ausführlich beschrieben.

Die Differenzfrequenzen des zur Modulation benutzten 30-cm-Lasers wurden auch mit der Photodiode untersucht. Der Laser schwingt etwa eine Minute lang in zwei axialen Schwingungsformen, die sich in der Frequenz um 500 MHz unterscheiden. Dann wird die Linie bei 500 MHz langsam kleiner, verschwindet

zwei Minuten lang und fängt dann wieder langsam an zu wachsen. Dieser Zyklus wiederholt sich. Daraus darf man schließen, daß während der verhältnismäßig langen Zeit von zwei Minuten die Resonanzfrequenz nur einer axialen Schwingungsform im Verstärkungsband des Lasers lag. Daraus wird die Wanderung der Resonanzfrequenz zu 3 MHz/sec geschätzt. Dieser Wert stimmt mit dem in [22] gemessenen überein, ist aber größer als die Frequenzwanderung des stabileren Aufbaus in [23].

Überlagerung von Strahlen aus verschiedenen Lasern

Die Strahlen eines 115 cm langen und eines 125 cm langen Lasers wurden überlagert. Ehe gute Überlagerung der beiden Strahlen erreicht wurde, ergaben sich Überlagerungen von verschiedenen Schwingungsformen innerhalb der einzelnen Strahlen. Wenn die beiden Strahlen genauer überlagert wurden, zeigten sich sehr viele Differenzfrequenzen, aus deren Bewegung sich eine Frequenzinstabilität ergab, die mit dem Wert von 3 MHz/sec größenordnungsmäßig übereinstimmt. Für den Überlagerungsempfang müssen deshalb beide Strahlen entweder aus demselben Laser kommen oder aus zwei Lasern, die frequenzstabilisiert sind, da sonst Frequenzwanderungen den Empfang unmöglich machen.

Amplitudenmodulation mit ZnS-Kristallen

An Stelle des quadratischen Kerreffektes im Nitrobenzol könnte man zur Lichtfrequenzverschiebung auch den linearen elektro-optischen Effekt in kubischen Kristallen wie ZnS, CuCl und HMTA (Hexamethylentetramin) benutzen [24, 25, 26]. Die Kristalle bieten gegenüber Nitrobenzol die Vorteile einer höheren elektro-optischen Konstante und einer niedrigeren Dielektrizitätskonstante. Auch können sie lang und schmal in Strahlrichtung geschliffen werden und benötigen deshalb für denselben Gangunterschied niedrigere Spannungen als eine Kerrzelle. Zu Beginn dieser Untersuchungen wurde deshalb ein natürliches, durchsichtiges Kristallstück von ZnS aus Santander in Spanien wie folgt in den senkrecht zueinander stehenden Richtungen geschliffen:

8 mm lang in Kristallrichtung $(1, 1, 1)$

6 mm lang in Kristallrichtung $(1, 1, \bar{2})$

6 mm lang in Kristallrichtung $(1, \bar{1}, 0)$.

Da die optische Achse entlang $(1, 1, 1)$ liegt, mußten die beiden zugehörigen Flächen auf optische Qualität poliert werden. Auf die anderen vier Seiten wurden Elektroden aus Leitsilber gestrichen. Nach [25] müßte man eine Frequenzverschiebung des Lichtes erzeugen können, wenn man ein Drehfeld an die vier Elektroden legt. Zuerst wurde mit dem ZnS-Kristall ein Laserstrahl amplitudenmoduliert, indem man den Kristall zwischen gekreuzte Polarisatoren setzte und erst an die $(1, \bar{1}, 2)$ - dann an die $(1, \bar{1}, 0)$ -Elektrodenpaare Spannungsimpulse legte. Der Strahl wurde vom Kristall jedoch nicht nur verzerrt, sondern auch in unregelmäßige kleinere Strahlen zerteilt. Die Ursache dieser

Verzerrungen waren die Eigenspannungen und Unreinheiten im Kristall, die man sogar mit dem bloßen Auge sehen konnte. Mit Kristallen solch schlechter Qualität bestand keine Hoffnung, einen Laserstrahl zu modulieren, ohne seine Phasenfronten zu verzerren. Es wurde mehrmals versucht, spannungsfreie, optisch reine Kristalle aus der Industrie zu beziehen. Obwohl einige Firmen [27] bessere CuCl- und HMTA-Kristalle züchten, wurden bis jetzt spannungsfreie Kristalle mit den erforderlichen Abmessungen nicht erhalten.

Gangunterschied der Kerrzelle

Wenn man bei verschiedenen Modulationsspannungen die Intensität I des durchgelassenen Lichtes bei gekreuzten Polarisatoren mit der Intensität I_0 bei parallelen Polarisatoren vergleicht, dann kann man den Gangunterschied Γ aus der folgenden in [9] abgeleiteten Formel berechnen:

$$I = \frac{I_0}{2} [1 - \cos \Gamma]. \quad (17)$$

Da eine Dauerspannung die Kerrzelle erhitzen und so die Kerrkonstante verringern würde, wurden Gleichspannungsimpulse aus dem Impulsgenerator an einer Stelle entnommen, wo sie noch nicht trägerfrequent sind. Die gemessene Gangunterschiedskurve ist in Abb. 7 angegeben. Sie liegt zwischen den beiden Kurven, die für die Grenzwerte der Kerrkonstante berechnet wurden. Aus den Messungen erhält man eine Kerrkonstante $K = 242 \times 10^{-7} \text{ cm/stat. Volt}^2$. Wie erwartet, hat das Nitrobenzol also eine Kerrkonstante, die größer ist als die von industrie-reinem Nitrobenzol und kleiner als die des reinsten Nitrobenzols, das je erzeugt wurde.

Zirkularität des Drehfeldes

Nach sorgfältigem Justieren der Ausgangskreise des Impulsgenerators konnte ein symmetrisches Drehfeld in der Kerrzelle erzeugt werden. Um die Zirkularität

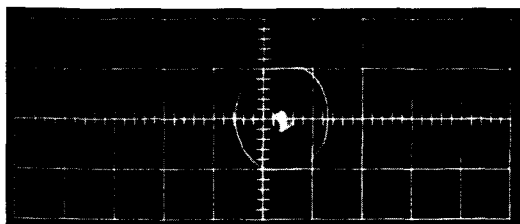


Abb. 10

Lissajous-Figur zur Messung der Phase zwischen den getasteten, hochfrequenten Spannungen an den beiden Elektrodenpaaren

des Drehfeldes zu untersuchen, wurde eine Versuchsanordnung mit gekreuzten Polarisatoren benutzt. Nach Abschnitt 2 tritt Lichtenergie der ursprünglichen Frequenz ω während des Impulses am Ausgang der Kerrzelle in der entgegengesetzten Drehrichtung zirkular polarisiert mit der neuen, versetzten Frequenz $\omega + \omega_m$ aus. Wenn der Analysator gedreht wird, läßt er immer eine Komponente der neuen und der ursprünglichen Frequenzen durch, die sich im Photo-

vervielfacher überlagern und einen Ausgangsimpuls mit Trägerfrequenz $\omega_m = 60$ MHz ergeben. Die Amplituden der empfangenen Impulse werden nur dann unabhängig von der Richtung des Analysators sein, wenn das Drehfeld zirkular ist. Beim Drehen des Analysators schwankte die Amplitude der empfangenen Impulse nur um $\pm 5\%$. Ein endgültiger Beweis für die Zirkularität des Drehfeldes ist die Lissajous-Figur in Abb. 10, aus der man auch schließen kann, daß der Phasenunterschied zwischen den zwei Trägern aus dem Impulsgenerator sehr nahe bei 90° liegt.

Überlagerung von Signal und Träger in einem Strahl

Wie in Abb. 11 veranschaulicht wird, ist es möglich, mit einer $\lambda/4$ -Platte hinter der Kerrzelle die Polarisation des Signals aus einer links zirkularen in eine

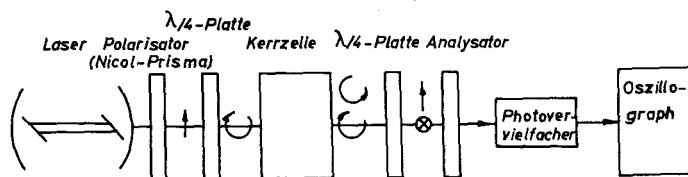


Abb. 11. Anordnung zum Überlagerungsempfang von Signal und Träger in einem Strahl

lineare, vertikale Polarisation und die Polarisation des übrigbleibenden Trägers aus einer rechts zirkularen in eine lineare, horizontale Polarisation umzuwandeln.

Wenn der Analysator jetzt vertikal eingestellt wird, läßt er also nur das Signal durch; steht er horizontal, so kommt der Träger durch. Jedoch erreichen bei dazwischenliegenden Einstellungen sowohl das Signal mit der Frequenz $\omega + \omega_m$ als auch der Träger mit der Frequenz ω den Photovervielfacher, so daß Impulse mit einer Trägerfrequenz von $\omega_m = 60$ MHz empfangen werden. Wenn der Analysator im Winkel β zur Vertikalen steht, dann ist die Signalamplitude am Ausgang des Überlagerungsempfängers proportional zu

$$P_s \sin \beta P_0 \cos \beta = \frac{P_s P_0}{2} \sin 2\beta \quad (18)$$

Dieses Verhältnis ist in Abb. 12 dargestellt. Die Meßpunkte im gleichen Bild stimmen ziemlich gut mit den berechneten Werten überein.

Dieser Versuch beweist, daß die Frequenz des Lichtimpulses um 60 MHz versetzt und danach durch optische Überlagerung mit dem Träger in demselben Strahl empfangen worden ist. Ferner zeigt der Versuch, daß das Signal und der Träger wirklich in umgekehrten Richtungen zirkular polarisiert aus der Kerrzelle herauskommen. Der Wirkungsgrad der Modulation kann mit diesem Versuch jedoch nicht bestimmt werden.

Räumliche Überlagerung und Phasenflächenanpassung der beiden Strahlen

Zur Überlagerung der Strahlen in Abb. 1 mußte ein empfindliches und in der Ausführung kompliziertes Justierverfahren benutzt werden. Zuerst wurde die

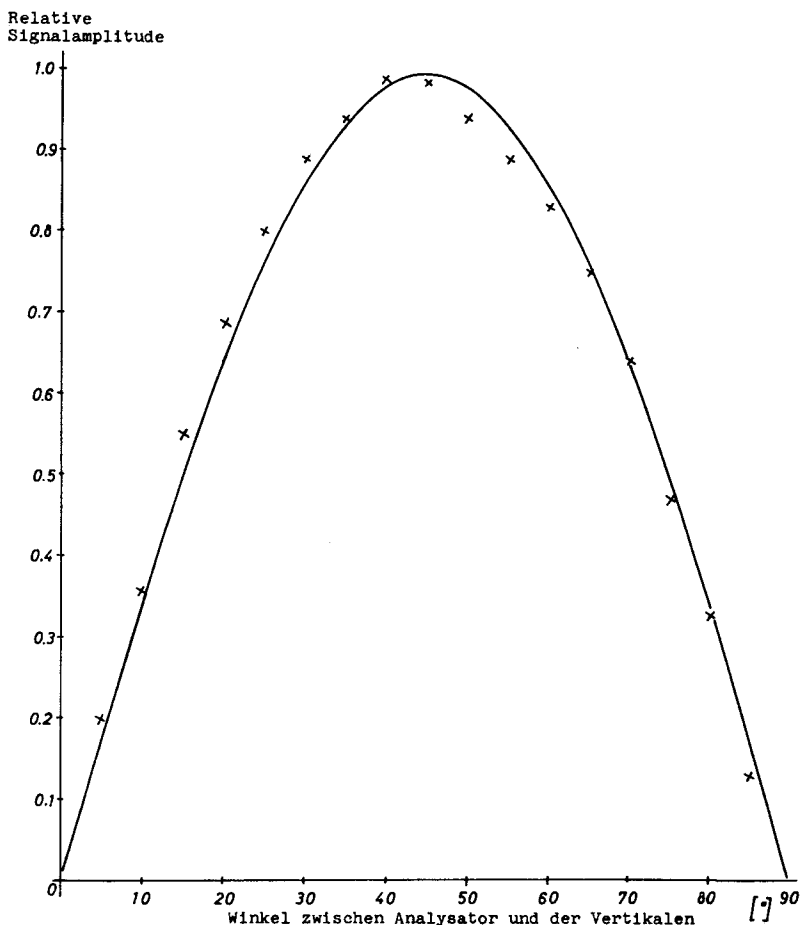


Abb. 12. Signalamplitude am Ausgang des Lichtüberlagerungsempfängers als Funktion des Analysatorwinkels

Blende im Laser eingestellt, um eine möglichst reine Grundswingungsform TEM_{00q} zu erhalten. Dann wurden die Radien der Phasenfronten beider Strahlen am Empfänger geprüft. Die beiden Phasenfronten am Empfänger wurden dann als plan beurteilt, wenn eine Linse mit 20 cm Brennweite die Strahlen auf einen Punkt fokussierte, der genau 20 cm von der Linse entfernt war. Wie in [9] berechnet, hatten die Strahlen gleiche Durchmesser entlang der gesamten Strecke von acht Metern und ein Minimum der Fleckgröße am Empfänger. Dann wurden die Strahlen parallel zueinander überlagert, bis sich Interferenzringe entlang der Strahlen zeigten. Indem man die Anzahl der Interferenzringe verringerte, bis beide Strahlen über den gesamten Querschnitt als einer einzigen Kohärenzfläche, zeitweise sich auslöschend, zeitweise sich verstärkend, interferierten, konnte man eine endgültige Justierung erzielen.

Während dieser Justierung wurden keine Spannungen an die Kerrzelle gelegt, und alle $\lambda/4$ -Platten in Abb. 1 wurden vorläufig so eingestellt, daß beide Strahlen parallel zueinander polarisiert waren und deshalb interferieren konnten.

Der Wirkungsgrad der Überlagerung wurde folgendermaßen gemessen. Ehe die Strahlen am Halbspiegel überlagert werden, durchlaufen sie unterschiedliche Wege. Kleine mechanische und thermische Instabilitäten der optischen Geräte in diesen Strecken zwingen jedoch die Strahlen, am Photovervielfacher einmal destruktiv und einmal konstruktiv zu interferieren. Die Intensitäten der einzelnen Strahlen und dann die maximalen und minimalen Intensitäten bei Überlagerung wurden mit dem Photovervielfacher gemessen. Die relative Intensität des Oszillatorstrahles war $I_0 = 0,6$ und die des Signalstrahles $I_s = 1,9$. Deshalb sind folgende Intensitätsmaxima I_{\max} bzw. -minima I_{\min} zu erwarten:

$$\begin{aligned} I_{\max} &= (\sqrt{I_s} + \sqrt{I_0})^2 = 4,6 \\ I_{\min} &= (\sqrt{I_s} - \sqrt{I_0})^2 = 0,37 \end{aligned} \quad (19)$$

Die gemessenen Extremwerte waren $I_{\max} = 4,2$ und $I_{\min} = 0,4$; sie unterscheiden sich wenig von den berechneten, es wurde also bei der Überlagerung ein hoher Wirkungsgrad erreicht, d. h. die Strahlen waren parallel zueinander und mit angepaßten Phasenfronten räumlich gut überlagert.

Überlagerungsempfang mit Signal- und Oszillatorstrahl

Überlagerungsempfang mit Signal- und Oszillatorstrahlen wurde mit der Anordnung in Abb. 1 durchgeführt. Der Signalstrahl in Abb. 1 kommt schon horizontal linear polarisiert aus dem Laser und wird von der ersten $\lambda/4$ -Platte links zirkular polarisiert. Um die Frequenz nach oben zu versetzen, muß sich das Feld in der Kerrzelle auch links herum drehen.

Der Anteil der Lichtenergie mit der neuen Frequenz $\omega + \omega_m$ verläßt die Kerrzelle rechts zirkular polarisiert. Da aber der Gangunterschied der Kerr-

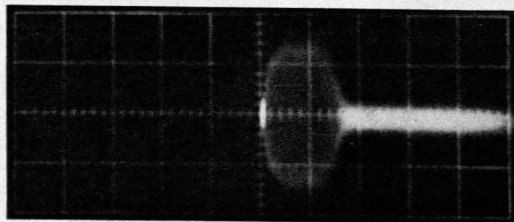


Abb. 13

Impuls am Ausgang des Empfängers bei Lichtüberlagerungsempfang mit Signal- und Oszillatorstrahl

zelle in Abb. 1 nicht genau $\lambda/2$ ist, bleibt ein Teil der Lichtenergie bei der alten Frequenz ω und hat wie vorher eine links zirkulare Polarisation. Mit der zweiten $\lambda/4$ -Platte kann man dann der neuen Frequenz eine vertikale und der

alten Frequenz eine horizontale Polarisation geben. Da der gesamte Dauerlichtanteil zwischen den Impulsen bei der alten Frequenz bleibt, wird seine Polarisation am Ausgang der zweiten $\lambda/4$ -Platte auch horizontal linear polarisiert sein. Im Foster-Prisma wird der horizontal polarisierte Anteil des Strahles seitlich abgelenkt und absorbiert. Deshalb erreichen nur die vertikal polarisierten Lichtimpulse mit der neuen Frequenz $\omega + \omega_m$ die dritte $\lambda/4$ -Platte, die mit dem nachfolgenden Spiegel die Aufgabe hat, die Polarisation von vertikal in horizontal umzuwandeln. (Während der Versuche wurde in Abb. 1 anstatt des 50-m-Resonators ein Spiegel benutzt). Das Foster-Prisma lenkt die zurückkehrenden, horizontal polarisierten Impulse seitlich ab, wo sie mit Hilfe eines Halbspiegels mit dem unmodulierten, aus der anderen Seite des Lasers kommenden Oszillatorstrahl überlagert werden. Nach einer gemeinsamen Strecke von acht Metern treffen dann die Strahlen auf die Photokatode des Photovervielfachers, wo dann der Lichtüberlagerungsempfang stattfindet. Beim Auftreffen auf die Photokatode sind beide Strahlen horizontal linear polarisiert. Die empfangenen Impulse mit einer Zwischenfrequenz von 60 MHz sind in Abb. 13 und ihr Frequenzspektrum in Abb. 14 gezeigt. Wegen der

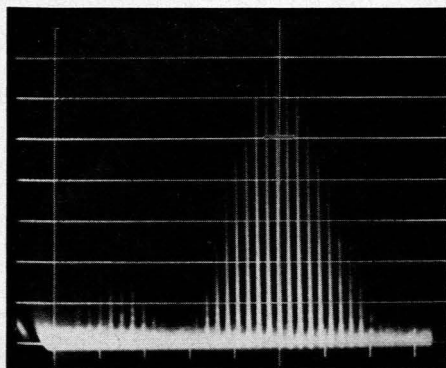


Abb. 14
Frequenzspektrum des Impulses in Abb. 13

niedrigen Pulsfolgefrequenz von 50 Hz waren die Impulse auf dem Bildschirm des Elektronenstrahl-Oszillographen von schwacher Intensität und schwierig zu fotografieren.

Wenn man den Oszillatorstrahl oder den Signalstrahl dämpfte, konnte man ein lineares Verhältnis zwischen der Amplitude des empfangenen Impulses und der Intensität beider Strahlen feststellen.

Abhängigkeit der Signalstärke von Fehlern im Gangunterschied

Im Abschnitt 2 wurde das Verhältnis zwischen Fehlern im Gangunterschied der $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Platten und der Signalstärke abgeleitet. Je mehr die Gangunterschiede der Kerrzelle und der $\lambda/4$ -Platten von π bzw. $\pi/2$ abweichen, desto weniger wird die Lichtenergie im Signalstrahl von der Trägerfrequenz ω

auf die Signalfrequenz $\omega + \omega_m$ versetzt. Nach der Beziehung (4) ist das gewünschte obere Seitenband proportional zu

$$\cos \gamma_1 \cos \gamma_3 \cos \gamma_2 \sin (\omega + 2 \omega_r) t \quad (20)$$

In Abb. 15 ist die Signalstärke als Funktion der Gangunterschiedsfehler aufgetragen.

Die Messung wurde durchgeführt, indem man stufenweise verschiedene Spannungen an die Kerrzelle legte und aus Abb. 7 den zugehörigen Gangunterschied erhielt. Der Gangunterschied der $\lambda/4$ -Platten wurde nicht verändert. Die gemessenen Signalstärken sind ebenfalls in Abb. 15 angegeben.

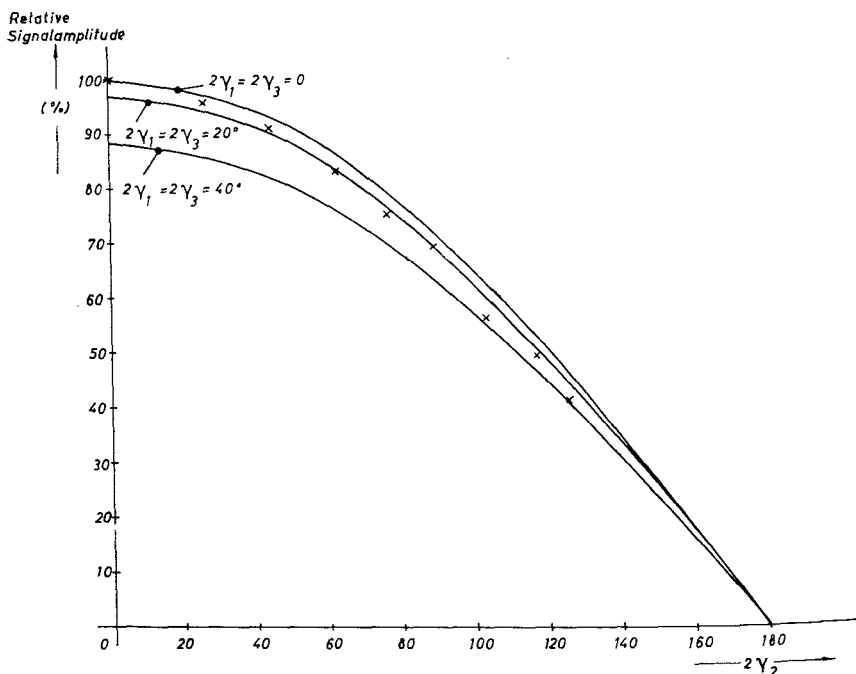


Abb. 15. Relative Signalamplitude am Ausgang des Empfängers als Funktion der Fehler im Gangunterschied der Kerrzelle und der $\lambda/4$ -Platten. Abszissen-Teilung in [°]

Die Übereinstimmung mit den berechneten Werten für $2\gamma_1 = 2\gamma_3 = 0$ ist verhältnismäßig gut. Die Signalstärke wurde nicht als Funktion von $2\gamma_1$ und $2\gamma_3$ gemessen, da die Fehler im Gangunterschied guter $\lambda/4$ -Platten vernachlässigbar klein sind.

Um den Dauerlichtanteil im Signalstrahl zu unterdrücken, wurde gemäß Abschnitt 2 ein Foster-Prisma und eine $\lambda/4$ -Platte benutzt. Wenn der Modulationsgrad unter 100 % liegt, d. h. für $I < \pi$ in der Kerrzelle, wird die übriggebliebene Trägerenergie im Strahl während des Impulses ebenfalls unterdrückt.

Ein Unterdrückungsverhältnis bzw. Signal-Träger-Intensitätsverhältnis von 16 dB wurde gemessen. Wenn ein so schwacher Dauerlichtstrahl im 50-m-Resonator in Resonanz gerät, würde er die Intensität des Oszillatorstrahls am Detektor kaum verändern.

Signal-Rausch-Verhältnis

Die Messungen des Signal-Rausch-Verhältnisses wurden mit dem gesamten System wie in Abb. 1 durchgeführt. Am Ausgang des Photovervielfachers wurde die Signalamplitude von einem Elektronenstrahl-Oszillographen vom Typ Tektronix 585 abgelesen. Zur Messung der Rauschspannung diente ein UHF-Millivoltmeter vom Typ URV der Firma Rohde und Schwarz. Dieses Röhrenvoltmeter hat im Anzeigebereich von 5 bis 15 mV eine quadratische Kennlinie und zeigt dort also Effektivwerte an. Eine ziemlich gute Schätzung des Signal-Rausch-Verhältnisses konnte man auch direkt mit dem Oszillographen erzielen.

Mit einer Bandbreite von 10 MHz und einem Signalstrom von 0,1 mA am Ausgang des Photovervielfachers wurde ein Signal-Rausch-Stromverhältnis von 5,2 gemessen. Bei verschiedenen Justierungen der optischen und elektronischen Geräte veränderte sich dieser Wert nur um $\pm 15\%$. Der berechnete Wert bei diesen Bedingungen ist 5,86 und stimmt mit den Meßwerten ziemlich gut überein. Um die Bandbreite an den Impuls nach [19] anzupassen, wurde sie auf 2,2 MHz verringert. Ein Verhältnis $S/R = 10,8$ wurde gemessen. Das ist eine Verbesserung um 1,85. Die berechnete Verbesserung von S/R ist 2,13. Ein Signalstrom von 0,1 mA am Ausgang des Photovervielfachers entspricht einer Strahlintensität von $0,096 \mu\text{W}$. Verfügbare He-Ne-Gaslaser geben bis zu 10 mW ab. Um die oben genannten Signal-Rausch-Verhältnisse zu erhalten, darf der Signalstrahl demnach um 50 dB gedämpft werden, ehe er auf den Photovervielfacher auftrifft.

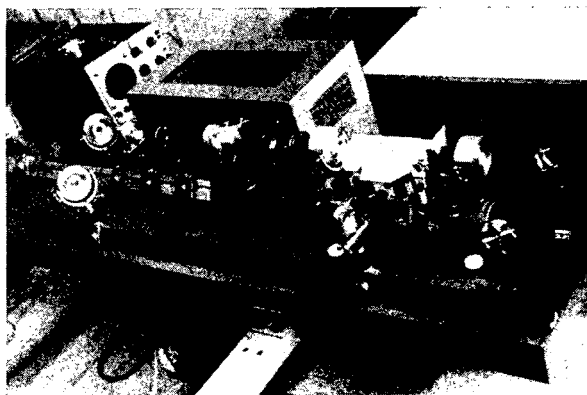


Abb. 16
Sendesystem

Gesamtansichten der Sende- und Empfangs-Systeme sind in den Abb. 16 und 17 gegeben.

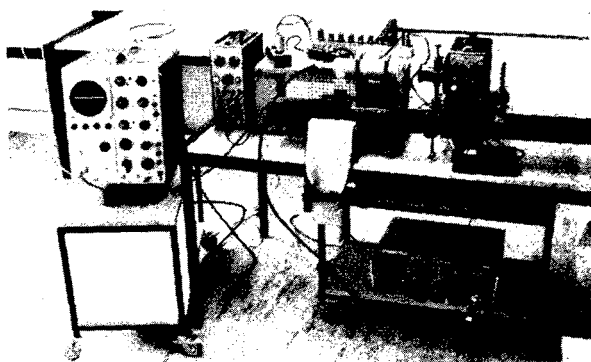


Abb. 17
Empfangssystem

6. Zusammenfassung

Es wurde ein System entwickelt und untersucht, mit dem man im Impulsbetrieb die Lichtfrequenz eines He-Ne-Laserstrahles um 60 MHz versetzen und nach Überlagerung mit einem unmodulierten Strahl trägerfrequente Impulse von 60 MHz empfangen kann (Abb. 1). Die Impulsdauer war 2 μ sec bei einer Pulsfolgefrequenz von 50 Hz. Der Dauerlichtanteil im modulierten Strahl wurde mit einer $\lambda/4$ -Platte und einem Foster-Prisma um den Faktor 40 unterdrückt.

Der wichtigste Teil des Modulators ist eine Kerrzelle mit vier Elektroden. Die Elektrodenanordnung wurde so dimensioniert, daß der erforderliche Gangunterschied bei minimaler Kapazität erhalten wurde. Die Meßwerte der Kerrzellenparameter lagen in der Nähe der berechneten Werte. Überlagerung von Signal und Träger in einem Strahl wurde erwartungsgemäß beobachtet. Die Parallelität und die Anpassung der Phasenfronten zwischen dem Signal- und dem Oszillatorstrahl waren gut, obwohl die Interferenz der beiden Strahlen mit einer Periode von einigen Sekunden zwischen konstruktiver und destruktiver Interferenz schwankte. Die gemessene Signalstärke als Funktion von Fehlern im Gangunterschied der Kerrzelle stimmte mit der berechneten Signalstärke überein. Das bei einer Bandbreite von 10 MHz und einer Signalstrahlleistung von 0,09 μ W gemessene Signal-Rausch-Stromverhältnis von 5,2 unterscheidet sich nur wenig vom berechneten Wert von 5,86. Das Signal-

Rausch-Leistungsverhältnis stimmte also mit dem Wert $\frac{P_s \eta}{h f B}$ überein, der aus der Theorie des optischen Überlagerungsempfanges abgeleitet wurde.

Literatur

- [1] *G. Nebelung*: Herstellung und Messung kurzer Lichtimpulse. Diplomarbeit am Institut für Höchsthäufigkeitstechnik, Technische Hochschule Braunschweig, 1963.
- [2] *A. G. Fox*: Adjustable Wave-Guide Phase Changer. Proc. IRE, Dec. 1947, S. 1489–1498.
- [3] *F. A. Jenkins, H. E. White*: Fundamentals of Optics. McGraw-Hill Book Co., New York, 1957, S. 604–605.
- [4] *F. G. Dunnington*: The Electro-Optical Shutter — Its Theory and Technique. Physical Review **38**, 1931, S. 1506–1534.
- [5] *R. Möller*: Die Kerrkonstante des Nitrobenzols. Phys. Zeitschrift **32**, 1931, S. 697–718.
- [6] *G. L. Clark*: The Kerr Cell as a Microwave Frequency Optical Shutter. Doctoral Dissertation Series, Publication No. 20 855, University Microfilms, Ann Arbor, Michigan.
- [7] *W. R. Bennet*: Electrical Noise. McGraw-Hill Book Co., New York, 1960, S. 82.
- [8] *E. H. Turner*: Operation of a Single Oscillator Double Detection Set over a Frequency Band. Private Mitteilung von *H. G. Unger*.
- [9] *V. Klemas*: Frequenzmodulation und optischer Überlagerungsempfang von Laserstrahlen. Dissertation am Institut für Höchsthäufigkeitstechnik, Technische Hochschule Braunschweig, 1965.
- [10] *C. C. Cutler*: Coherent Light. International Science and Technology, Sept. 1963, S. 54.
- [11] *D. R. Herriott*: Optical Properties of a Continuous He-Ne Optical Maser. Applied Optics Supplement on Optical Masers, 1962, S. 123.
- [12] *A. Yariv, J. P. Gordon*: The Laser. Proc. IEEE, Jan. 1963, S. 25.
- [13] *D. Gloge, J. Helmcke, P. Runge*: Ein stabiler Gaslaser mit eindeutiger Ausgangsfrequenz. Frequenz **18**, 1964, S. 367.
- [14] *E. Holtz*: Impulsgenerator für einen Lichtmodulator, Diplomarbeit am Institut für Höchsthäufigkeitstechnik, Technische Hochschule Braunschweig, 1964.
- [15] *H. Kaden*: Über die Betriebs- und Kopplungskapazitäten zwischen den Leistungssystemen eines Vierers. Arch. Elektrotechn. **29**, 1935, S. 636.
- [16] *K. R. Spangenberg*: Vacuum Tubes. McGraw-Hill Book Co., New York, 1948, S. 320.
- [17] *R. W. Engstrom*: Multiplier Phototube Characteristics: Application to Low Light Levels. Jour. Opt. Soc. Am., Vol. 37 June 1947, S. 420.
- [18] *M. Schwartz*: Information Transmission, Modulation and Noise. McGraw-Hill Book Co., New York, 1959, S. 282.
- [19] *J. Brand*: Verstärker für Lichtüberlagerungsempfänger. Diplomarbeit am Institut für Höchsthäufigkeitstechnik, Technische Hochschule Braunschweig, 1965.
- [20] *D. Rosenberger*: Schwingungstypenspektrum im He-Ne-Gaslaser. A.E.Ü. **17**, 1963, S. 202–204.
- [21] *H. Klink*: Breitbandverstärker mit Transistoren. A.E.Ü. **18**, 1964, S. 350–354.
- [22] *E. I. Gordon, A. D. White*: Single Frequency Gas Lasers at 6328 Å. Proc. IEEE, Febr. 1964, S. 206.
- [23] *R. Targ*: Optical Heterodyne Detection of Microwave Modulated Light. Proc. IEEE, March 1964, S. 303.
- [24] *S. Namba*: Electro-Optical Effect of Zincblende. Jour. Opt. Soc. Am., **51**, Jan. 1961, S. 76.
- [25] *C. F. Buhrer, D. Baird, E. M. Conwell*: Optical Frequency Shifting by Electro-Optic Effect. Appl. Phys. Lett. Vol. 1, Oct. 1962, S. 46.
- [26] *R. W. McQuaid*: The Pockels Effect of Hexamethylenetetramin. Applied Optics, Vol. 2, March 1963, S. 320.
- [27] Semi-Elements, Inc., Saxonburg, Pennsylvania; Quartz Silice, Paris, Frankreich; Harshaw Chemical Co., Cleveland, Ohio; Crystal Development Labs., Somerville, New Jersey.